

LA COMPRESSIBILITÉ NUCLÉAIRE ET SES  
DÉTERMINATIONS EXPÉRIMENTALES

M. BUENERD

Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble



*Résumé.* - Les déterminations expérimentales de l'énergie de compression nucléaire sont examinées : au voisinage de l'équilibre les données sur la résonance monopolaire géante donnent une mesure du module de compression nucléaire. Dans les collisions centrales d'ions lourds à haute énergie, la multiplicité de pions émis permet de déterminer l'énergie de compression pour une valeur de la densité qui dépend de l'énergie incidente. Cette méthode (controversée) est discutée à la lumière des résultats récents.

*Abstract.* - The experimental determinations of the nuclear compression energy are examined : around the equilibrium, the data on the giant monopole resonance provide a measurement of the nuclear compression modulus. In central collisions of high energy heavy ions, the pion multiplicity provides a determination of the compression energy for a density value depending on the incident energy. This method is discussed to the light of recent results.

## 1. INTRODUCTION

Nous allons examiner, dans ce complément de cours, les approches expérimentales de la compressibilité nucléaire. Précisons tout d'abord que les déterminations expérimentales de l'énergie de compression nucléaire ont été obtenues au cours des quelques dernières années et que certains aspects du problème, concernant en particulier les résultats obtenus pour les densités élevées, sont l'objet d'un débat qui n'est pas clos.

L'exposé sera divisé en deux parties, chacune correspondant à l'étude d'une observable physique liée à la compressibilité, et donc à une stratégie expérimentale spécifique. La première partie concernera l'étude de la résonance monopolaire géante qui fournit une détermination de la compressibilité nucléaire au voisinage de la stabilité. La seconde partie se situera dans le cadre des perspectives ouvertes par la nouvelle génération d'accélérateurs d'ions lourds pour l'étude du diagramme de phase de la matière nucléaire et la détermination de son équation d'état. Cette seconde partie sera consacrée à la multiplicité des pions émis dans les collisions centrales d'ions lourds et à la relation de cette observable à l'énergie de compression atteinte dans la collision.

# \* Compressibilité et équation d'état

Nous définirons l'énergie de compression nucléaire comme l'énergie totale par nucléon  $W(\rho, T)$  associée à une valeur de la densité  $\rho$  et de la température  $T$ , et donnée par l'équation d'état. La figure 1 illustre l'équation d'état prévue par une force du type Seyler-Blanchard<sup>1</sup> pour une température nulle, elle est décrite par la relation :

$$W(\rho, 0) = a \left( \frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{2/3} - b \left( \frac{\rho}{\rho_\infty} \right) + c \left( \frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{5/3} \quad (1)$$

Cette forme d'équation d'état est obtenue pour toute une classe d'interactions effectives, l'exposant du troisième terme variant d'une interaction à l'autre<sup>2</sup>.

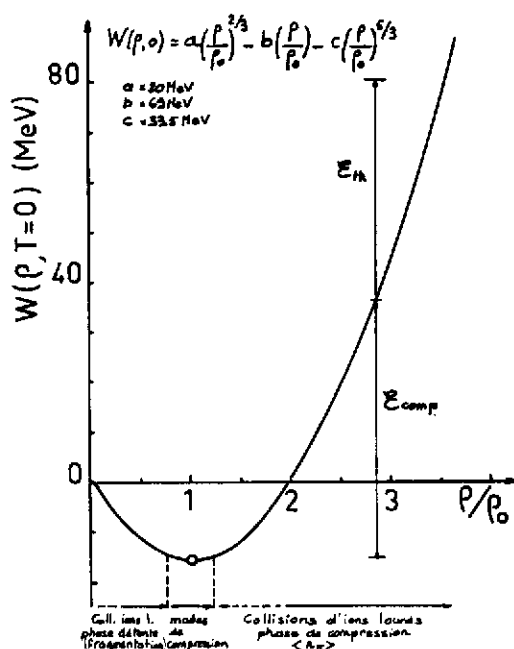


Figure 1. - Exemple d'équation d'état prévue par des calculs de matière nucléaire. En bas de la figure sont indiquées les approches expérimentales possibles de l'équation d'état pour les trois domaines considérés. La partition de l'énergie incidente en énergie de compression  $\epsilon_{comp}$  et énergie thermique  $\epsilon_{th}$  est discutée dans la seconde partie.

module de compression  $K_\infty$ , défini (à une constante près) comme la courbure de l'équation d'état au voisinage de  $\rho = \rho_\infty$  :

$$W(\rho, 0) = W(\rho_\infty, 0) + \frac{1}{2} \rho_\infty^2 \frac{d^2 W(\rho_\infty, 0)}{d\rho^2} \left( \frac{\Delta\rho}{\rho_\infty} \right)^2$$

$$K_\infty = 9\rho_\infty^2 \left[ \frac{d^2 W(\rho, 0)}{d\rho^2} \right]_{\rho=\rho_\infty} \quad (2)$$

où  $W(\rho, 0)$  est l'énergie totale par nucléon

$$W(\rho, T) = \frac{\epsilon(\rho, T)}{\rho}, \quad \epsilon \text{ étant la densité d'énergie.}$$

Dans la courbe de la figure 1, le premier terme (terme d'énergie cinétique) de l'équation (1) est dominant pour les très petites valeurs de  $\rho/\rho_0$ . La partie descendante de la courbe est déterminée par le second terme, lequel a son origine dans la partie attractive à longue portée de l'interaction nucléon - nucléon. La remontée de la courbe pour les valeurs de  $\rho/\rho_0 \geq 1-2$  est gouvernée par la partie répulsive à courte portée de l'interaction N-N. L'énergie de compression nucléaire aux densités élevées est donc déterminée par la partie répulsive à courte portée de l'interaction N-N. Cette dernière étant mal connue,  $W(\rho)$  aux densités élevées est aussi mal connue.

En regard de l'échelle des densités sur la figure 1, sont portées les approches expérimentales possibles de l'énergie de compression nucléaire. Cette dernière peut être déterminée au voisinage du minimum de la courbe (qui correspond à la matière nucléaire infinie dans son état fondamental) par la mesure du

Nous verrons plus loin comment  $K_\infty$  est mesurée dans l'étude des modes vibratoires de compression des noyaux. Les deux branches  $\rho < \rho_\infty$  et  $\rho > \rho_\infty$  de l'équation d'état sont parcourues dans les collisions centrales d'ions lourds : la branche à haute densité  $\rho > \rho_\infty$  est parcourue au cours de la phase de compression de la réaction, jusqu'à une valeur  $\rho_{MAX}$  déterminée par l'énergie incidente du projectile, la mesure de la multiplicité des pions émis dans la collision pourrait constituer une mesure de  $W(\rho_{MAX}, 0)$ . Au cours de la phase de détente de la réaction, la densité décroît dans la région  $\rho < \rho_\infty$ , le système se fragmente alors, et l'étude de la distribution des fragments pourrait constituer un moyen d'exploration de la branche  $\rho < \rho_\infty$  de l'équation d'état<sup>3</sup>. Nous n'aborderons pas ce dernier point dans l'exposé.

## II. RESONANCE MONOPOLAIRE GEANTE ET MODULE DE COMPRESSION NUCLEAIRE

### A - Présentation du problème

Les modes vibrationnels nucléaires de compression constituent une classe de résonances géantes dont les propriétés dépendent du module de compression des noyaux. Nous allons d'abord examiner à l'aide d'un modèle simple comment cette dépendance s'établit dans le cas de la résonance monopolaire géante qui est le seul mode de compression bien connu expérimentalement.

Dans ce modèle<sup>4</sup> on suppose le noyau animé d'un mouvement radial isotrope (figure 2). A une variation du rayon moyen est associée une variation de la densité (imposée par la conservation du nombre de nucléons), et donc de l'énergie de volume du noyau.

Si la densité de l'état fondamental est décrite par  $\rho_0(r)$ , on essaie de décrire la densité à l'instant  $t$  par une transformation d'échelle (scaling) :  $\rho(r, t) = N(\alpha(t)) \rho_0(re^{-\alpha})$  où  $\alpha$  est l'amplitude de la vibration qui contient la dépendance en temps du mouvement. La contrainte de conservation du nombre de nucléons  $\int \rho d\tau = A$  détermine la forme de  $N$  et on obtient :

$$\rho(r, t) = e^{-3\alpha} \rho_0(re^{-\alpha})$$

$$= \rho_0(r) + \delta\rho(r, t)$$

$$\text{avec } \delta\rho(r, t) = -\alpha(t) \left( 3\rho_0 - r \frac{d\rho_0}{dr} \right) + o \alpha^2 \quad (3)$$

$\delta\rho$  est la densité de transition (figure 2) qui décrit le comportement radial de la variation de densité.

On peut ensuite déduire la forme du champ de vitesse associé au mouvement par application de l'équation de continuité à la densité. On obtient  $v = \alpha r$ . Il est alors possible de calculer

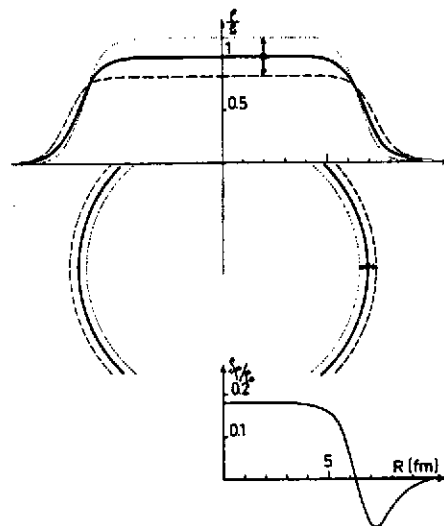


Figure 2. - Représentation d'une vibration monopolaire selon le modèle décrit dans le texte, pour une distribution de matière donnée  $\rho(r)$  (courbe en traits pleins). Les densités en tirets et pointillés correspondent à l'excursion maximum. La densité de transition  $\delta\rho(r) = \rho(r) - \rho_0(r)$  est représentée au bas de la figure.

l'énergie cinétique mise en jeu dans la vibration :

$$T = \frac{1}{2} m \int \rho(r) v^2 d^3r = \frac{1}{2} m A \langle r^2 \rangle |\alpha|^2$$

l'énergie potentielle associée à la vibration est donnée par la variation de l'énergie totale (de liaison)  $E$  noyau, associée à une variation du rayon :

$$E = E_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dR^2} (\Delta R)^2 = E_0 + V$$

en mettant  $V$  sous la forme

$$V = \frac{1}{2} A R_0^2 \left[ \frac{d^2}{dR^2} \left( \frac{E}{A} \right) \right] \left( \frac{\Delta R}{R_0} \right)^2 = \frac{1}{2} A K_A \alpha^2$$

on définit le module de compression du noyau

$$K_A = R_0^2 \left[ \frac{d^2}{dR^2} \left( \frac{E}{A} \right) \right]_{R=R_0} \quad (4)$$

L'énergie totale mise en jeu dans la vibration est donc :

$$T + V = \frac{1}{2} m A \langle r^2 \rangle |\alpha|^2 + \frac{1}{2} K_A A \alpha^2$$

la fréquence de vibration de cet oscillateur est donnée par :

$$\hbar \omega = \hbar \sqrt{\frac{K_A}{m \langle r^2 \rangle}} \quad (5)$$

On voit donc que la détermination expérimentale de  $\omega$ , c'est-à-dire la mesure de l'énergie d'excitation de la transition, détermine univoquement le module de compression du noyau  $K_A$ .

La forme générale de  $K_A$  est obtenue à partir de la formule de masse :

$$\frac{E}{A} = a_{\text{vol}} + a_{\text{surf}} A^{-1/3} + a_{\text{sym}} \delta^2 + a_{\text{coul}} \quad (6)$$

dont l'expression peut être portée dans la relation (4). A ce stade, il est important de noter les définitions différentes du module de compression pour la matière nucléaire (relation 2) et pour un noyau fini (relation 4). Cette différence tient au fait que le module de compression se définit au voisinage de l'équilibre, or l'équilibre dans la matière nucléaire est défini par rapport à la densité d'équilibre, la condition de stabilité :

$$\frac{d}{d\rho} \left( \frac{E}{\rho} \right) = 0 \quad \text{détermine } \rho_m, \quad (7)$$

tandis que dans un noyau il est défini par rapport au rayon d'équilibre du noyau où la condition

$$\frac{d}{dR} \left( \frac{E}{A} \right) = 0 \quad \text{détermine } \rho_0. \quad (8)$$

Cela a pour conséquence que dans un noyau (lourd) la densité d'équilibre  $\rho_0$  est légèrement supérieure à la densité dans la matière nucléaire infinie  $\rho_m$ . Cette différence est due à l'effet conjugué de l'énergie coulombienne et de l'énergie de surface du noyau<sup>2</sup>.

Les relations 4, 6, 7, 8 permettent de calculer le module de compression nucléaire  $K_A$  en fonction des modules élémentaires :

$$\begin{aligned}
K_A = K_\infty + & \left[ K_{\text{surf}} + 4 a_{\text{surf}} \left( 1 + \frac{27}{2} \frac{\rho_\infty}{K_\infty} \frac{d^3 \varepsilon}{d\rho^3} \right) \right] A^{-1/3} \\
& + \left[ K_{\text{sym}} + 3 L \left( 1 - 9 \frac{\rho_\infty}{K_\infty} \frac{d^3 \varepsilon}{d\rho^3} \right) \right] \delta^2 \\
& + \frac{3}{5} \frac{e^2}{R_0} \left[ 1 - 27 \frac{\rho_\infty}{K_\infty} \frac{d^3 \varepsilon}{d\rho^3} \right] Z^2 A^{-4/3}
\end{aligned} \quad (9)$$

Les détails de ce calcul sont donnés dans la référence 2.

$\delta$  est l'asymétrie nucléaire  $\delta = (N - Z)/A$ ,

$$K_{\text{surf}} = 9 \rho_0^2 d^2 a_{\text{surf}} / d\rho_0^2,$$

$$K_{\text{sym}} = 9 \rho_0^2 d^2 a_{\text{sym}} / d\rho_0^2 \text{ et } L = 3 \rho_0 d a_{\text{sym}} / d\rho_0.$$

La relation (9) montre que le module de compression du noyau dépend de la masse connue  $A^{-1/3}$  et de l'asymétrie nucléaire par le terme en  $\left(\frac{N-Z}{A}\right)^2$ . La connaissance de cette dépendance permet de déterminer  $K_\infty$ . Une étude systématique de la résonance monopolaire géante sur un grand nombre de noyaux a permis de fixer expérimentalement les divers termes de la relation (9), en particulier la valeur de  $K_\infty$ .

### B - Considérations expérimentales

Les résonances géantes isoscalaires ont été étudiées essentiellement au moyen de la diffusion inélastique qui fournit l'opérateur à un corps nécessaire à l'excitation de ces modes. L'utilisation de projectiles fortement absorbés tels que  $d$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  permet d'obtenir des distributions angulaires fortement diffractives caractéristiques de la multipolarité transférée. Pour un mode  $L = 0$  comme celui qui nous intéresse ici, il existe une ambiguïté avec  $L = 2$  sauf aux très petits angles de diffusion où la section efficace  $L = 0$  est maximum (figure 3a). Il est donc impératif pour étudier la résonance monopolaire géante et pour la distinguer de sa voisine la résonance quadrupolaire géante, d'explorer les très petits angles de diffusion. Une technique

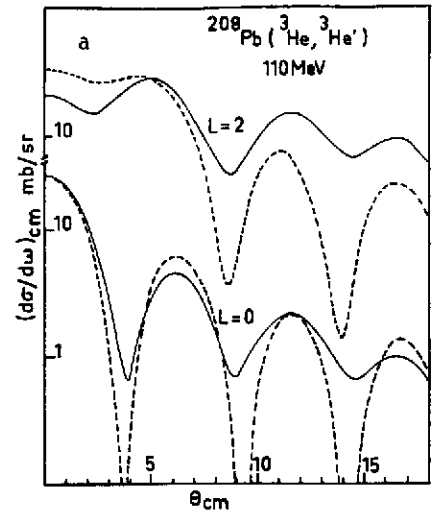
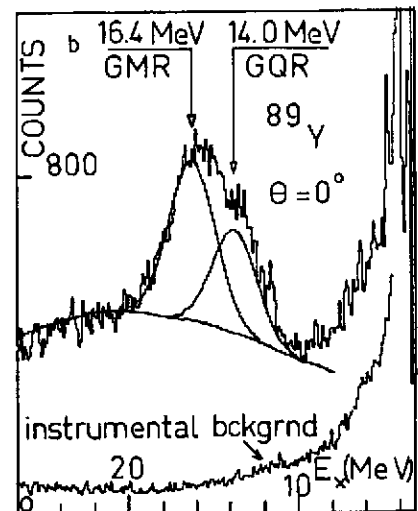


Figure 3 a : Distributions angulaires théoriques DWBA (traits pleins) et modèle diffractif (traits pointillés) pour des transitions quadrupolaire (haut) et monopolaire (bas). Noter la similitude des formes au-delà de  $\theta \sim 6^\circ$  et les caractères propres de la transition monopolaire : fort maximum à  $\theta = 0^\circ$  et minimum à  $\theta \sim 4^\circ$ .

3 b : Spectre inélastique  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, ^3\text{He}')$  à 110 MeV mesuré à  $\theta = 0^\circ$ . La déconvolution des deux modes montre une nette dominance de la section efficace de la résonance monopolaire géante par rapport à celle du mode quadrupolaire. Noter le faible bruit de fond instrumental.



spécifique a été utilisée à Grenoble pour réaliser des mesures jusqu'à  $0^\circ$  au moyen du spectromètre magnétique de l'ISN<sup>5</sup>. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 3b. La figure 4 montre des spectres de diffusion inélastique  $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, ^3\text{He}') ^{90}\text{Zr}^*$  mesurés à des angles  $\theta < 5^\circ$ , elle met en évidence l'importance des mesures aux très petits angles de diffusion, qui seules permettent une détermination précise de l'énergie d'excitation du mode et de sa section efficace.

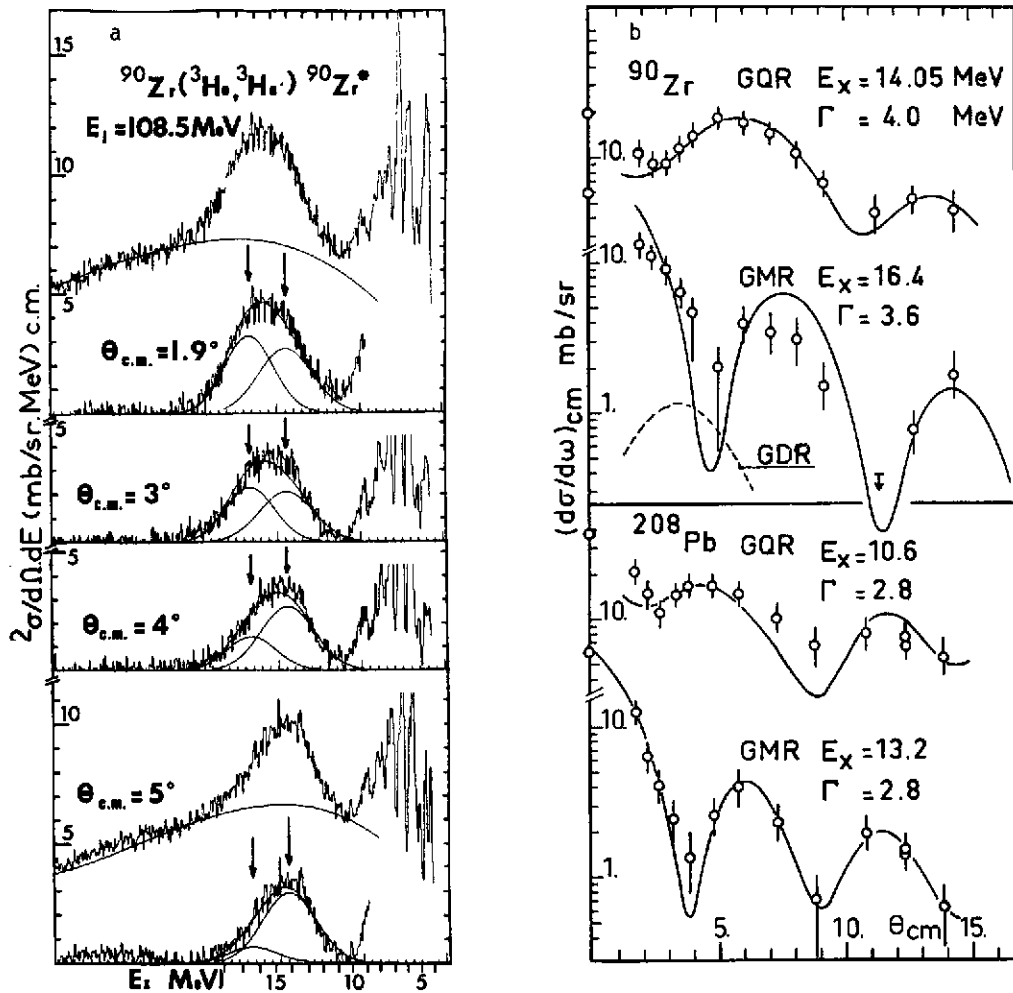


Figure 4 a : Evolution avec l'angle de diffusion des spectres inélastiques  $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, ^3\text{He}')$ . La section efficace du mode à haute énergie d'excitation décroît rapidement avec l'angle croissant, conformément aux prédictions pour un mode monopolaire.

4 b : Comparaison avec les calculs DWBA.

### C - Résultats

La figure 5 montre la systématique obtenue pour l'énergie d'excitation de la résonance monopolaire géante en fonction de la masse pour une cinquantaine de noyaux étudiés. La courbe en trait continu représente le résultat d'un ajustement aux énergies d'excitation expérimentales des divers termes du module de compression donné par la relation (9) et porté dans la relation (5). Cet ajustement a été réalisé au moyen d'une procédure de  $\chi^2$  sur 33 noyaux sphériques. Pour un exposé complet de cette procédure on pourra consulter les références 6. Nous en résumerons ici les principaux résultats :



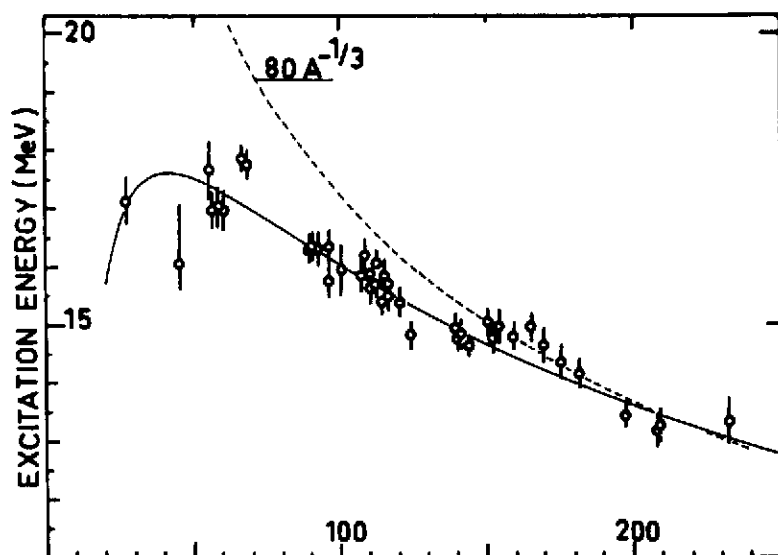


Figure 5. - Systématique des énergies d'excitation mesurées pour la résonance monopolaire géante en fonction de la masse du noyau. La courbe en trait plein correspond à un fit des données expérimentales avec les relations 5 et 9. Cette courbe est tracée pour les noyaux de la vallée de stabilité ;  $\delta = 1 - 2/(1,98 + 0,0155 A^{2/3})$ .

A l'aide d'une relation du type

$$K_A = K_\infty + k_{\text{surf}} A^{-1/3} + k_{\text{sym}} \delta^2 + k_{\text{coul}} Z^2 A^{-4/3}$$

dont les paramètres  $K_\infty$ ,  $k_{\text{surf}}$ ,  $k_{\text{sym}}$  sont ajustables (le terme coulombien est connu<sup>2</sup>), on obtient :

$$k_\infty \leq 270 \text{ MeV}$$

$$k_{\text{surf}} \geq -550 \text{ MeV}$$

$$k_{\text{sym}} \approx -430 \text{ MeV}.$$

Les bornes supérieure pour  $K_\infty$  et inférieure pour  $k_{\text{surf}}$  ont leur origine dans les résultats obtenus pour les noyaux légers où l'intensité de la transition mesurée n'épuise qu'une fraction de la limite supérieure fixée par la règle de somme.

#### \* Effet particulier de l'asymétrie nucléaire

L'asymétrie nucléaire évolue progressivement de  $\delta = 0$  dans les noyaux légers à  $\delta \sim 0.25$  dans la région  $A = 200$ . Sa contribution au module de compression doit donc se manifester avec la masse croissante des noyaux.

Néanmoins, cette contribution est petite et il n'est pas exclu que dans la procédure de moindre carré, le type de dépendance en  $A$  du terme d'asymétrie  $\delta^2$  collecte d'autres effets que celui lié à l'asymétrie et qui seraient mal décrits par les autres termes. Les effets sur la fréquence monopolaire, de l'asymétrie nucléaire, sont mieux perçus par les variations locales de  $\delta$  c'est-à-dire le long des séries d'isotopes étudiés. La figure 6 met en évidence

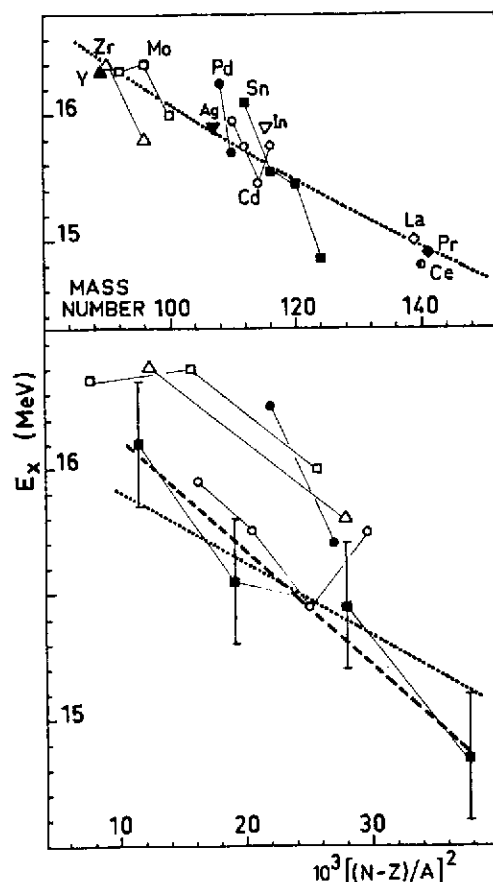


Figure 6. - En haut : systématique partielle pour  $80 \leq A \leq 140$ , montrant l'effet de l'asymétrie nucléaire dans les familles d'isotopes. La courbe est la même que figure 5. En bas : même systématique en fonction de l'asymétrie nucléaire. La courbe en pointillés correspond à  $K_{\text{sym}} = -430 \text{ MeV}$  pour les isotopes de Sn, la courbe en tirets correspond à  $K_{\text{sym}} = -700 \text{ MeV}$ . L'accord avec les valeurs expérimentales (carrés pleins) est meilleur dans ce dernier cas.

ces variations dans la région  $90 \leq A \leq 140$  où quelques familles d'isotopes ont été étudiées. On voit là que les points expérimentaux correspondant à ces familles se regroupent le long de lignes qui ont une pente différente de la pente moyenne le long de la ligne de stabilité. La partie inférieure de la figure montre ces mêmes points expérimentaux en fonction de  $\delta^2$ . Pour l'ensemble des familles d'isotopes la pente (négative) de la dépendance en  $\delta^2$  est semblable. La courbe en pointillés représente les valeurs obtenues par la procédure de  $\chi^2$  pour les isotopes de l'étain ( $k_{\text{sym}} = -430$  MeV). On voit que la pente obtenue sous-estime la pente expérimentale. La courbe en tirets correspond à  $k_{\text{sym}} = -700$  MeV, elle reproduit mieux la pente expérimentale au prix d'une légère détérioration du  $\chi^2$  global (+ 15 %). On peut en conclure que le terme d'asymétrie est compris entre -420 et -700 MeV.

Notons pour finir qu'un programme expérimental analogue a été conduit au laboratoire de Texas A & M en  $(\alpha, \alpha')$  <sup>8</sup>.

### III. L'ENERGIE DE COMPRESSION NUCLEAIRE DANS LES COLLISIONS CENTRALES D'IONS LOURDS

#### A - Multiplicité de pions et énergie de compression

Dans cette seconde partie, nous allons voir comment la mesure de la multiplicité des pions émis dans les collisions centrales d'ions lourds permet, en s'appuyant sur des calculs de cascade intranucléaires qui constituent le point faible de cette approche, de déduire l'énergie de compression maximum atteinte dans la collision. L'idée simple (mais bonne) qui sous-tend cette approche est illustrée sur la figure 1 où l'on a fait figurer la partition de l'énergie totale par nucléon injectée dans le système projectile-cible ( $E/A \sim 80$  MeV dans cet exemple) en énergie de compression d'une part et énergie thermique d'autre part <sup>1</sup>. Une fraction de cette énergie thermique va être dissipée sous forme de production de pions dans les collisions N-N. On conçoit aisément que, l'énergie thermique disponible étant fixée par l'énergie de compression atteinte dans la collision, la mesure du nombre de pions émis dans la collision fournisse une mesure de l'énergie thermique disponible et donc l'énergie de compression maximum atteinte dans la collision. Cette possibilité était évoquée dès 1978 par le groupe de Francfort <sup>9</sup>. L'initiative de l'exploration expérimentale en revient à l'équipe de R. Stock <sup>10</sup>.

Fondée sur une idée simple, l'aventure est néanmoins périlleuse et nous verrons dans la suite que les conclusions restent entachées d'une incertitude considérable. L'aspect le plus délicat de cette approche tient au fait que l'on cherche à déterminer une énergie de compression nucléaire qui change avec la densité et, en principe, avec la température, dans l'espace et dans le temps au cours de la réaction. Le problème est donc de trouver l'observable expérimentale qui fournisse une "photographie" de l'énergie de compression atteinte au cours d'une des phases de la collision.

Il importe d'abord de remarquer que le nombre de pions produits dans les collisions d'ions lourds est une fonction (linéaire) très rapidement croissante de l'énergie incidente par

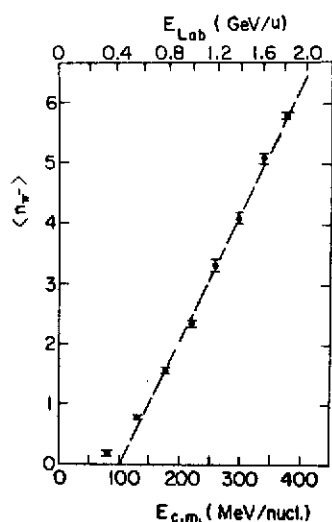


Figure 7. - Dépendance en énergie de la multiplicité moyenne de pions négatifs émis dans les collisions centrales pour le système Ar + KCl <sup>16</sup>.

On voit donc que d'après ces calculs, le nombre de pions émis dans la collision est associé à la densité maximum atteinte au cours de la collision. La figure 8d donne la densité maximum atteinte en fonction de l'énergie incidente par nucléon.

L'étape suivante consiste à porter sur un même graphique (figure 9a) les multiplicités de pions expérimentale et théorique (CASC) en fonction de l'énergie incidente dans le centre de masse. Là, on constate que les multiplicités expérimentales sont notablement inférieures aux prédictions théoriques. Mais les calculs CASC supposent la thermalisation de la totalité de l'énergie incidente, ils ignorent la partition évoquée plus haut de l'énergie totale disponible en énergie de compression et énergie thermique. Or, la multiplicité de pions observée expérimentalement est associée à l'énergie thermique dissipée dans la réaction, donc la différence entre l'énergie incidente totale  $E$  et l'énergie (thermique)  $E - \Delta E$ , pour laquelle  $\langle n_{\pi} \rangle_{\text{CASC}} = \langle n_{\pi} \rangle_{\text{exp}}$  fournit une détermination de l'énergie de compression

$$W(\rho, 0) = \Delta E \quad (10)$$

Puisque à une énergie incidente on peut associer une densité maximum (par les calculs CASC, cf.

nucléon (fig. 7). L'énergie incidente étant rapidement dissipée au cours de la réaction, l'essentiel des pions produits dans la collision, le seront donc au cours de la première phase (de compression) de la collision. Pour aller plus loin, il faut un modèle théorique et examiner l'évolution des observables physiques au cours du temps. La figure 8 montre les résultats des calculs de cascade intranucléaire <sup>10</sup> en fonction du temps : la densité de baryons dans la région centrale (a), le nombre (intégré) de collisions baryon-baryon (b), le nombre de pions et résonances  $\Delta$  existant à l'instant  $t$  (c), pour des collisions quasi-centrales de paramètre d'impact  $b \leq 2.4$  fm dans le système Ar + KCl à 977 MeV/n. On constate sur cette figure que le nombre de  $\pi + \Delta$  se stabilise vers  $t = 7-8$  fm/c après le début de la collision, à un temps qui correspond à la fin de la phase haute densité de la col-

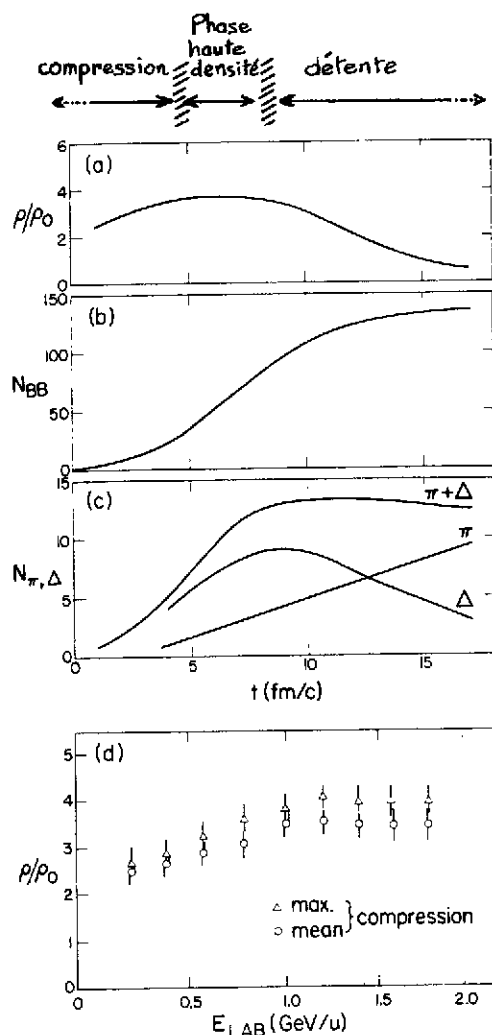


Figure 8. - Résultats des calculs de cascades nucléaires qui montrent qu'à la fin de la phase haute densité de la collision ( $\rho_{\text{max}}$ ), l'abondance de pions + deltas est gelée. Les détails sont donnés dans le texte.

figure 8d) et une énergie de compression (par les calculs CASC et la mesure de  $\langle n_\pi \rangle$ ), on peut reconstituer  $W(\rho, 0)$  en variant l'énergie incidente. Les résultats de ce programme expérimental sont montrés figure 9b où chaque point expérimental est obtenu à partir des figures 8d et 9a. L'énergie de compression expérimentale, corrigée de l'énergie de liaison moyenne ( $\sim 10$  MeV) pour les noyaux  $A \sim 40$ , est comparée à une paramétrisation issue du développement au voisinage de l'équilibre (cf. relations (2)):

$$W(\rho, 0) = W(\rho_0, 0) + \frac{1}{2} \frac{K}{9} \frac{(\rho - \rho_0)^2}{\rho_0^2} \quad (11)$$

où l'on suppose  $W(\rho, T=0) = \Delta E$  avec les notations des relations (2). Nous verrons plus loin que ceci n'est pas correct. Cette paramétrisation permet de bien reproduire les résultats expérimentaux pour  $K \approx 250$  MeV, où le paramètre  $K$  peut être identifié au module de compression de la matière nucléaire infinie  $K_\infty$ . Cette valeur est très voisine de celle obtenue à partir de l'étude systématique de la résonance monopolaire géante (voir première partie de l'exposé), ce qui serait très satisfaisant si ce résultat n'était pas discutable par de multiples aspects, dont le premier est l'utilisation de la forme quadratique (11) pour décrire l'équation d'état, forme dont la validité est acquise au voisinage de l'équilibre mais totalement arbitraire au-delà de ce domaine restreint.

## B - Evolution du problème et discussion

Les résultats évoqués ci-dessus n'ont plus aujourd'hui qu'une valeur pédagogique et historique. Ils ont en effet été reestimés expérimentalement et dans leur interprétation. Sans entrer dans les détails de ces travaux nous allons en mentionner la nature et les implications.

Tout d'abord les valeurs expérimentales des multiplicités de pions  $\langle n_\pi \rangle$  ont été revues (en hausse) grâce à une meilleure sélection des collisions centrales basée sur l'extrapolation de la dépendance linéaire observée entre le nombre de pions émis dans la réaction et le nombre de protons participants<sup>11</sup>. Les nouvelles valeurs de  $\langle n_\pi \rangle$  conduisent à des valeurs de  $\Delta E$  plus élevées et donc à une équation d'état empirique appréciablement plus rigide.

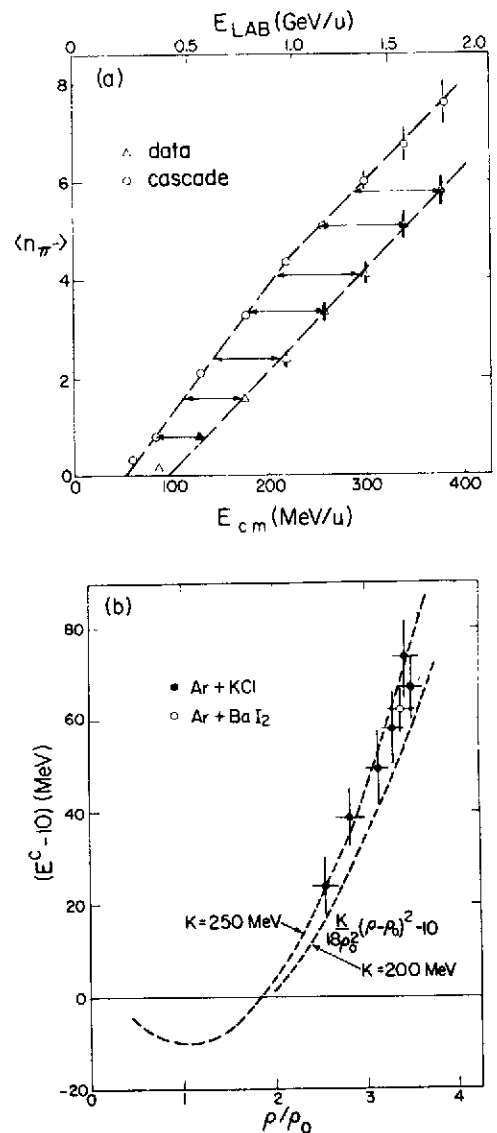


Figure 9. - (a) Multiplicité de pions émis dans les collisions centrales de Ar+KCl, théoriques (cercles) et expérimentales (triangles). Les flèches donnent la mesure de l'énergie de compression  $\Delta E$ , à l'énergie de liaison près. (b) Equation d'état construite à partir des figures 8d (qui donne la densité maximum associée à l'énergie incidente) et 9a (qui donne l'énergie de compression).

Dans le même travail<sup>11</sup>, une autre approche théorique a été utilisée pour déduire  $W(\rho)$  des valeurs expérimentales de  $\langle n_\pi \rangle$ . Cette approche est basée sur les hypothèses suivantes :

- . Le système est en équilibre chimique et les différentes phases (N,  $\pi$ ,  $\Delta$ ) qui les composent sont gouvernées par les lois statistiques de Bose-Fermi.
- . Les conditions de choc hydrodynamique sont réalisées et les variables d'état satisfont à l'équation de Rankine-Hugoniot (cf. références citées dans réf. 11 et réf. 12).

Une approximation pour le calcul de la pression et une procédure itérative permettent alors de déterminer les valeurs de  $W(\rho)$  associées à la densité  $\rho$  atteinte dans la zone de choc. Ces valeurs sont en bon accord avec celles obtenues en utilisant les calculs de cascade<sup>11</sup>.

L'ensemble de ces approches a fait récemment l'objet d'un examen critique dû à M. Sano et coll.<sup>13</sup>. Les auteurs de ce travail ont montré que l'approche formelle utilisée par les précédents auteurs (cf. relations 10, 11), n'était pas rigoureuse pour une raison que l'on peut résumer de la manière suivante : c'est l'énergie cinétique totale qui gouverne la production de pions dans la collision, cette énergie cinétique totale comprend d'une part l'énergie thermique et d'autre part l'énergie de Fermi des nucléons dans les noyaux en collision. Or, cette dernière énergie participe à l'énergie de compression telle qu'elle est donnée par l'équation d'état (1er terme de l'équation (1)). De plus cette énergie dépend de la densité comme  $\rho^{2/3}$  dans le modèle du gaz de Fermi.

Comme les calculs de cascade tiennent compte de l'énergie de Fermi des noyaux en collision en ajoutant à l'énergie cinétique par nucléon la valeur moyenne de l'énergie de Fermi  $\langle E_F \rangle = 21$  MeV, la quantité qui est déterminée par la comparaison de  $\langle n_\pi(E - \Delta E) \rangle_{\text{CASC}}$  et  $\langle n_\pi(E) \rangle_{\text{exp}}$  est donc :

$$U(\rho) = \Delta E - 21 \text{ MeV}$$

où  $U(\rho)$  est le terme potentiel de l'énergie de compression. Il faut ajouter à  $U(\rho)$  le terme d'énergie cinétique  $K(\rho)$  pour obtenir l'équation d'état :

$$K(\rho) = 21 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} \text{ MeV} \quad (12)$$

$$W(\rho, 0) = K(\rho) + U(\rho)$$

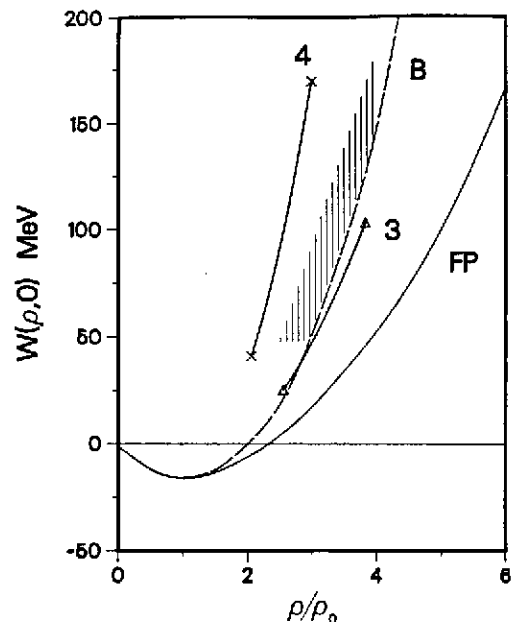
$$\text{ou } W(\rho, 0) = \Delta E + 21 \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} - 1 \right] \quad (13)$$

Cette relation conduit à une équation d'état encore plus rigide puisqu'on ajoute aux anciennes valeurs un terme qui croît avec  $\rho$ . La nouvelle forme de l'équation d'état empirique est donnée par la zone hachurée de la figure 10. Sur cette figure la courbe notée FP est le résultat d'un calcul

Figure 10. - Equation d'état obtenue de la même manière que dans la figure 9b, mais où l'énergie de Fermi des nucléons est correctement traitée<sup>13</sup>. On a alors :

$$W(\rho, 0) = \Delta E(\rho) + 21 \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} - 1 \right],$$

où  $\Delta E$  est déterminé par la procédure décrite figure 9a.



de matière nucléaire complet<sup>14</sup>. On voit que dans la région  $2\rho_0 \leq \rho \leq 4\rho_0$  ce calcul sous-estime considérablement les valeurs expérimentales de l'énergie de compression. La courbe B est le résultat d'un calcul de matière nucléaire dans le cadre de la théorie des champs relativiste<sup>15</sup> pour un paramètre de masse effective en accord avec les valeurs admises. Cette prédiction reproduit bien les valeurs expérimentales, de plus elle a au voisinage de l'équilibre un comportement en accord raisonnable avec les données expérimentales sur la résonance monopolaire géante, son module de compression est de  $K_\infty = 240$  MeV. Cette théorie reproduit donc bien l'ensemble des données expérimentales sur l'énergie de compression nucléaire, contrairement aux théories "classiques" de la matière nucléaire. C'est là un point important sur la physique impliquée dans ces résultats.

Les auteurs de la référence 15 ont aussi abordé le problème dans le cadre mentionné plus haut d'un calcul hydrodynamique en supposant d'une part que les conditions de choc hydrodynamique sont réalisées et que les densités correspondantes sont atteintes, d'autre part que l'équilibre chimique est réalisé pour la phase de pion, et enfin que l'abondance de pions est gelée à la fin de la phase à haute densité de la collision. Une discussion complète de ce travail nous emmènerait un peu loin, en tout cas hors du cadre restreint de cet exposé. Nous noterons simplement que la situation dans cette approche est assez confuse et que les modules de compression requis pour reproduire les multiplicités expérimentales de pions, sont anormalement élevés.

Il me semble préférable de terminer cet exposé en discutant à la lumière de récents calculs de cascades nucléaires<sup>17</sup> une des hypothèses les plus spéculatives commune à l'ensemble des approches que nous avons examinées précédemment : l'hypothèse de l'équilibre chimique et du gel (freeze-out) de l'abondance de pions à la fin de la phase à haute densité de la collision.

Les calculs de cascades intranucléaires de Y. Kitazoe incluent les effets du champ moyen (les nucléons sont liés de manière réaliste dans un puit carré), du recul du noyau, du blocage de Pauli et les effets d'isospin. Ces calculs donnent des résultats

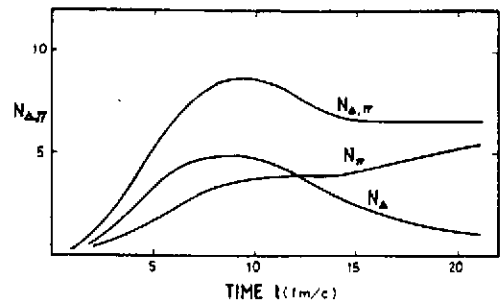
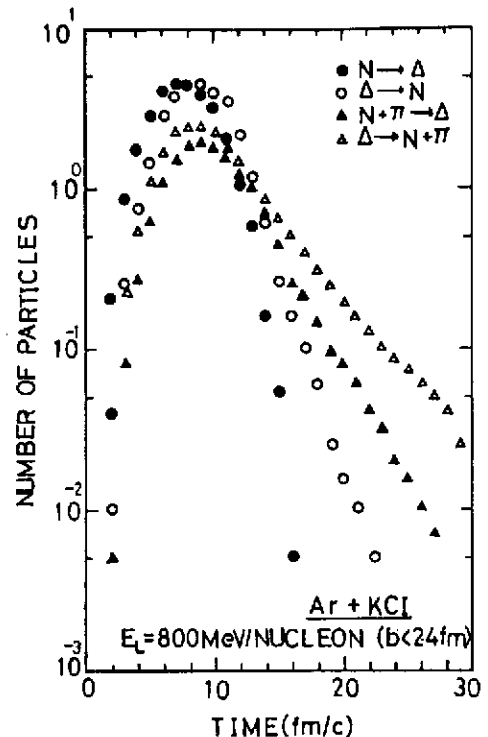


Figure 11. - Résultats des calculs de cascades intranucléaires incluant les effets du champ moyen<sup>17</sup>. En haut : Evolution en fonction du temps des taux des réactions gouvernant la population de  $\pi + \Delta$  au cours de la collision. En bas : Abondance de  $\Delta$  et  $\pi$  et somme des deux en fonction du temps depuis le début de la collision. Noter l'évolution de  $N_{\Delta + \pi}$  qui diminue entre 8 et 14 fm, différente de celle de la figure 8, et qui remet en cause l'hypothèse du "freeze-out" avant le début de la phase d'expansion.

sensiblement différents de ceux utilisés dans la référence 10. L'examen de la figure 11a permet de comprendre en partie pourquoi. Cette figure montre l'évolution en fonction du temps, des taux des réactions gouvernant la population de  $\pi + \Delta$  au cours de la collision. Le taux de la réaction inélastique inverse  $\Delta + N \rightarrow N + N$  (cercles ouverts) dépeuple l'espèce  $\Delta$  entre  $t \sim 8$  et  $14$  fm/c, donc notablement au-delà de la fin de la phase haute densité (cf. figure 8) de la collision. Donc, d'après ces calculs l'hypothèse de gel de l'abondance de  $\pi + \Delta$  n'est pas vérifiée. La figure 11b montre l'évolution des populations de  $\pi$  et  $\Delta$  au cours du temps, où l'effet mentionné plus haut se manifeste par une décroissance de l'abondance de  $\pi + \Delta$  dans la région 8-14 fm/c. Ces calculs reproduisent remarquablement bien à la fois les multiplicités expérimentales de  $\pi$  (et aussi les distributions angulaires mesurées de  $\pi$  et  $p$ )<sup>17</sup> en ignorant complètement l'énergie de compression nucléaire. L'ensemble des approches utilisées jusque-là est donc sérieusement remis en cause et il faudra certainement attendre une prochaine école de Bombannes pour y voir plus clair.

#### REFERENCES

1. J.R. Nix, Prog. Part. Nucl. Phys. 2 (1979) 237.
2. J.P. Blaizot, Phys. Rep. 64 (1980) 171 ;  
M. Buenerd, notes de cours DEA, ISN Grenoble.
3. Voir par exemple G. Bertsch and Ph.J. Siemens, Phys. Lett. B126 (1983) 9.
4. C. Werntz et H. Uberall, Phys. Rev. 149 (1966) 762 ;  
M. Kirson, Nucl. Phys. A257 (1976) 58.
5. M. Buenerd et coll., Phys. Lett. B84 (1979) 305.
6. M. Buenerd in : "Nuclear Physics, Proceedings of the workshop, Trieste, October 1981", edited by C.H. Dasso, (Amsterdam, North-Holland, 1982) p. 361 ; M. Buenerd, J. de Phys. 45 (1984) 115 ;  
D. Lebrun, thèse d'état, Université de Grenoble, 1981.
7. M. Buenerd et coll., Lecture Notes in Physics, vol. 158 (Springer Verlag, 1981) p. 303.
8. Y.W. Lui et coll., Phys. Rev. C31 (1985) 1643 et références de cet article.
9. H. Stöcker, W. Greiner et W. Scheid, Z. Phys. A286 (1978) 121.
10. R. Stock et coll., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1236.
11. J.W. Harris et coll., Phys. Lett. B153 (1985) 377.
12. L. Landau et E. Lifshitz, Mécanique des Fluides, (Editions MIR), chapitre VI ;  
J.M. Pitoris, D. Hahn et H. Stöcker, Comptes-rendus de l'école d'Erice, Juin 1985.
13. M. Sano et coll., Phys. Lett. B156 (1985) 27.
14. B. Friedmann et V.R. Pandharipande, Nucl. Phys. A361 (1981) 502.
15. J. Boguta et H. Stöcker, Phys. Lett. B120 (1983) 289.
16. A. Sandoval et coll., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 814.
17. Y. Kitazoe, Prog. Theor. Phys., 73 (1985) 1191.